

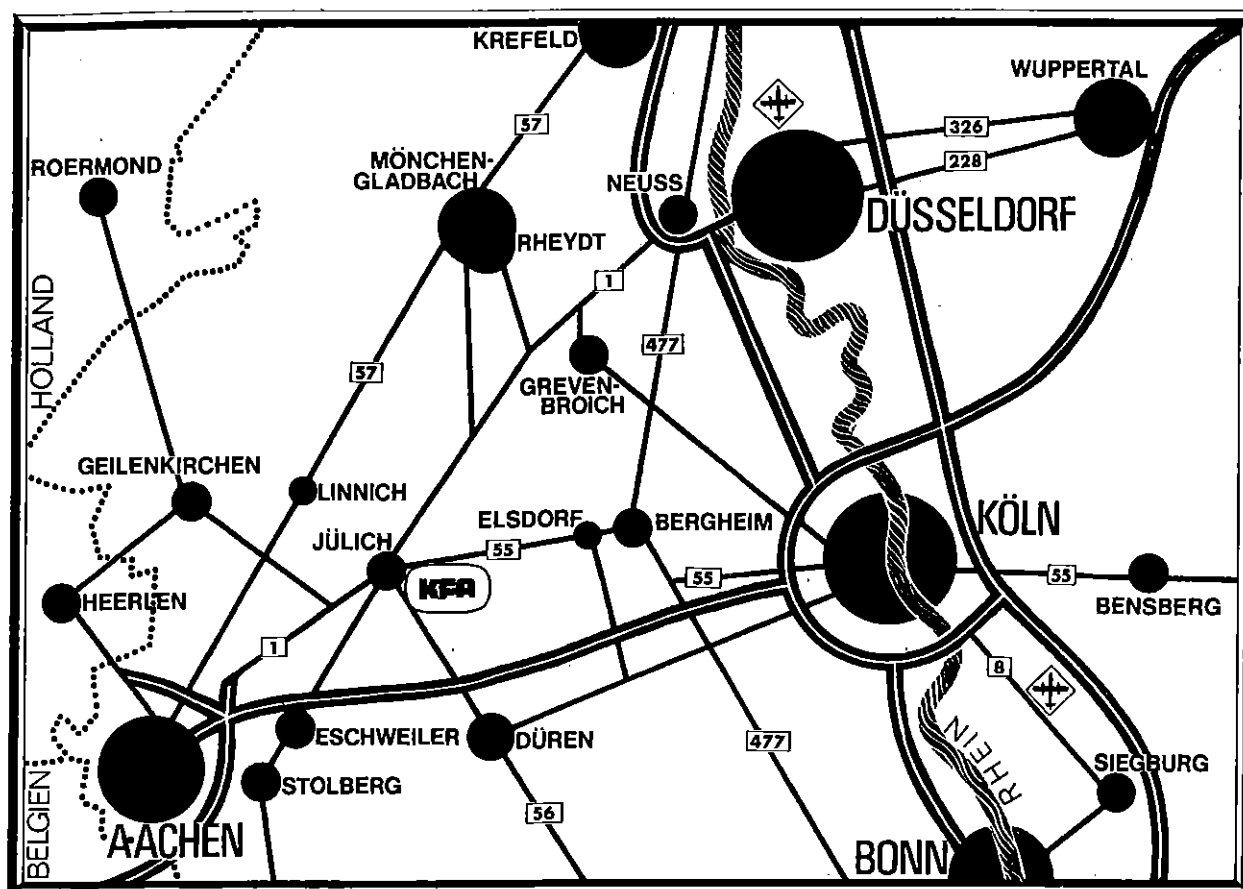
**Zur Messung von Elektronendichten  
in plasmachemischen  
und strahlenchemischen Experimenten**

von

E.-P. Röth und R. N. Schindler







# **Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1175**

Institut für Physikalische Chemie Jül - 1175

Dok.: Electron Density - Measuring Method  
 Plasma Chemistry - Electron Density  
 Radiation Chemistry - Electron Density

Im Tausch zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,  
 Jülich, Bundesrepublik Deutschland

### Zusammenfassung :

Drei Methoden zur Bestimmung von Elektronendichten und ihren Änderungen in schwach ionisierten Gasen werden beschrieben. Die Verfahren zusammen erlauben Dichtemessungen in einem weiten Bereich von etwa  $10^2$  bis  $10^{13}$  Elektronen pro  $\text{cm}^3$ . Dichteänderungen sind mit einer Zeitauflösung bis in den Bereich von Nanosekunden verfolgbar. Auf Anwendungsmöglichkeiten der Meßmethoden im Bereich der Plasmachemie und der Strahlenchemie wird hingewiesen.

### Summary :

Three methods are described for the determination of electron densities and changes thereof in a weakly ionized gas. Electron densities in the wide range of  $10^2$ - $10^{13}$  per  $\text{cm}^3$  can be measured with these techniques. Density changes can be followed with a time resolution down to the nanosecond range. Applications of the methods are indicated in the fields of plasma chemistry and radiation chemistry.

## Einleitung

Die Verfahren zur Messung von Elektronenkonzentrationen und zur Bestimmung des reaktionskinetischen Verhaltens der Elektronen in anisothermen Plasmen mehratomiger Gase lassen sich in zwei Gruppen unterteilen: Methoden, bei denen Elektronenkonzentrationen und ihre Änderungen direkt gemessen werden, und indirekte Verfahren, bei denen aus der Analyse charakteristischer Intermediär- bzw. Endprodukte auf die Elektronendichten im Plasma rückgeschlossen wird.

Im folgenden sollen drei Verfahren zur direkten Bestimmung von Elektronendichten und zur Messung von Elektronen-Einfangprozessen mit Hilfe von Mikrowellen beschrieben werden. Die Verfahren beruhen (a) auf der Messung von Elektronen-Zyklotronresonanz-Signalen in einem äußeren Magnetfeld, (b) auf der Messung einer Frequenzverschiebung und (c) auf der Messung einer Phasenverschiebung aufgrund der Wechselwirkung der Mikrowellen mit einem Plasma. Die experimentellen Anordnungen sind den teilweise sehr unterschiedlichen Problemstellungen der verschiedenen Untersuchungen angepaßt.

Der Bericht enthält eine kurze Zusammenfassung der Grundlagen der Meßverfahren, Beschreibungen der experimentellen Anordnungen und einen Vergleich der Anwendungsbereiche der drei Meßmethoden. Ergebnisse, die in plasmachemischen und strahlenchemischen Untersuchungen in der Abteilung Strahlenchemie des Institutes für Physikalische Chemie der Kernforschungsanlage Jülich GmbH mit diesen Methoden erhalten wurden, sind an anderer Stelle publiziert. /1-3/

# I. Die Meßverfahren:

Die Grundlagen der Plasma-Diagnostik mit Mikrowellen beruhen auf der Abhängigkeit der komplexen elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma = \sigma_{\text{real}} - j\sigma_{\text{imaginär}}$  von der Dichte des freien Elektronengases.

Legt man an ein Plasma senkrecht zum elektrischen Wechselfeld  $\vec{E} = E_x e^{-j\omega t}$  der Frequenz  $\omega$  ein konstantes Magnetfeld  $B_z$  an, so lautet die Bewegungsgleichung der Elektronen:

$$d\vec{v}/dt = \vec{a} + (\vec{\omega}_c \times \vec{v}) - v_s \vec{v} \quad (1)$$

wo  $\vec{a} = \frac{e}{m} \vec{E}$  die Bewegung unter dem Einfluß des elektrischen Feldes und  $\vec{\omega}_c = -\frac{e}{m} \vec{B}$  die Bewegung aufgrund der Lorentz-Kraft im äußeren Magnetfeld beschreiben. Der Index c steht für Zyklotronresonanz. Mit  $v_s$  wird die Stoßfrequenz der Elektronen mit den Neutralteilchen des Plasmas bezeichnet. Die restlichen Symbole haben ihre übliche Bedeutung.

Für die Geschwindigkeitskomponente  $v_x$  der Elektronen erhält man nach Allis /4/ durch Integration der Bewegungsgleichung:

$$v_x = \frac{e \cdot E_x}{2 \cdot m} \left[ \frac{1}{v_s + j(\omega + \omega_c)} + \frac{1}{v_s + j(\omega - \omega_c)} \right] \quad (2)$$

Für die Tensorkomponente  $\sigma_{xx}$  der elektrischen Leitfähigkeit, die die Geschwindigkeitskomponente  $v_x$  bestimmt, ergibt sich mit der Stromdichte  $\vec{I} = -n \cdot e \cdot \vec{v} = \sigma \cdot \vec{E}$  der Ausdruck:

$$\sigma_{xx} = \frac{n \cdot e^2}{2 \cdot m} \left[ \frac{1}{v_s + j(\omega + \omega_c)} + \frac{1}{v_s + j(\omega - \omega_c)} \right] \quad (3)$$

Hierin ist n die Dichte der Elektronen.

a) Elektronen- Zyklotronresonanz (ECR):

Arbeitet man in einem äußeren Magnetfeld, so werden die freien Elektronen bei Erreichen der Resonanzbedingung  $\omega = \omega_c$  zur Energieabsorption aus dem eingestrahlten Mikrowellenfeld gezwungen.

Die Elektronendichte läßt sich aus der in einem Resonator absorbierten Leistung  $P_{abs}$ , gemittelt über die Zeit, bestimmen. Für die Leistung  $P_{abs}$  gilt:

$$P_{abs} = \langle \vec{I} \cdot \vec{E} \rangle$$

oder

$$P_{abs} = \frac{1}{2} \sigma_{real} \cdot E_x^2 = \frac{n \cdot e^2 \cdot E_x^2 \cdot v_s}{4 \cdot m} \left[ \frac{1}{v_s^2 + (\omega + \omega_c)^2} + \frac{1}{v_s^2 + (\omega - \omega_c)^2} \right] \quad (4)$$

Durch Integration über das Magnetfeld  $B_z$  erhält man:

$$\int_0^\infty P_{abs} \cdot dB_z = \frac{1}{2} E_x^2 \int \sigma_{real} \cdot dB_z = \frac{\pi}{4} E_x^2 \cdot n \cdot e \quad (5)$$

Damit hat man eine Größe erhalten, die der Elektronendichte  $n$  direkt proportional ist.

b) Frequenzverschiebung:

Die Elektronendichte eines ionisierten Gases läßt sich aus der Frequenzverschiebung der Mikrowellen beim Durchgang durch ein Plasma bestimmen. Dabei wird ohne Magnetfeld gearbeitet und der Ausdruck (3) für die Leitfähigkeitskomponente vereinfacht sich:

$$\sigma_{xx} = \frac{n \cdot e^2}{m} \left[ \frac{v_s}{v_s^2 + \omega^2} - j \frac{\omega}{v_s^2 + \omega^2} \right] \quad (6)$$



Slater /5/ hat gezeigt, daß die Änderung  $\Delta\omega$  der Resonanz-Frequenz in einem Mikrowellen-Resonator durch ein Elektronengas durch den Ausdruck (7) gegeben ist:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx \frac{-1}{2 \cdot \omega \cdot \epsilon} \frac{\int \sigma_{\text{imag}} \cdot E^2 \cdot dV}{\int E^2 \cdot dV} \quad (7)$$

worin  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante im Vakuum und V das Volumen des Resonators sind. Nimmt man an, daß das Elektronengas den gesamten Resonator homogen erfüllt, so kann  $\sigma_{\text{imaginär}}$  vor das Integral gezogen werden und es ergibt sich nach Fessenden et al. /6/ :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{e^2 \cdot n}{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \omega^2 \cdot m} \cdot \frac{1}{1 + \beta^2} \quad (8)$$

Hierbei ist  $\beta = v_s / \omega$  das Verhältnis der Stoßfrequenz zur Mikrowellen-Frequenz. Kennt man die Resonanz-Frequenzen ohne und mit Plasma im Resonator, so läßt sich mit Gleichung (8) die Elektronendichte bestimmen.

### c) Phasenverschiebung:

Bei der dritten Meßmethode wird die Elektronendichte aus der Änderung des Brechungsindex  $n_B$  ermittelt. Diese bewirkt eine Phasenverschiebung der Mikrowelle im Plasma.

Für die komplexe Dielektrizitätskonstante einer ebenen elektromagnetischen Welle gilt nach Heald et al. /7/:

$$K = 1 - j \frac{\sigma}{\epsilon_0 \cdot \omega} \quad (9)$$

Die Dispersionsgleichung der Welle lautet:

$$\gamma = \gamma_{\text{real}} + j\gamma_{\text{imag}} = j \cdot \frac{\omega}{c} \cdot K \quad (10)$$

Der Imaginärteil des komplexen Ausbreitungskoeffizienten  $\gamma_{\text{imaginär}}$  bewirkt die Phasenverschiebung  $\phi$  beim Durchstrahlen des Weges  $L$  im Plasma:

$$\phi = - \int_0^L (\gamma_{\text{imag}} - \frac{\omega}{c}) \cdot dx \quad (11)$$

Durch Zusammenfassen der Gleichungen (9), (10) und (11) erhält man den Ausdruck (12):

$$2(1 - \frac{c\phi}{\omega L})^2 = (1 - \alpha n) + \sqrt{(1 - \alpha n)^2 + (\alpha \beta n)^2} \quad (12)$$

Hierbei ist  $\alpha = \frac{e^2}{\epsilon_0 \cdot m \cdot \omega^2 \cdot (1 + \beta^2)}$ . Aus dieser Gleichung läßt sich die Elektronendichte berechnen /3/.

#### d) Energieverteilung:

Die bisherigen Betrachtungen ließen unberücksichtigt, daß die Elektronen im System eine Geschwindigkeitsverteilung  $f(v)$  besitzen. Für die mittlere Geschwindigkeitskomponente in Ausbreitungsrichtung  $\bar{v}_x$  ergibt sich unter Berücksichtigung von  $f(v)$ :

$$\bar{v}_x = \int v_x f(v) d^3v$$

Setzt man die Verteilungsfunktion als Summe von Kugelfunktionen an, so erhält man für die Leitfähigkeitskomponente  $\sigma_{xx}$

$$\sigma_{xx} = \frac{4\pi}{3} \frac{ne^2}{m} \int_0^\infty \left[ \frac{1}{v_s + j(\omega + \omega_c)} + \frac{1}{v_s + j(\omega - \omega_c)} \right] \frac{df_0}{dv} \cdot v^3 \cdot dv \quad (13)$$

wobei  $f_0$  der erste Term der Entwicklung nach Kugelfunktionen ist.

Bei den Messungen der Frequenz- bzw. der Phasen-Verschiebung kann die Geschwindigkeitsverteilung dadurch berücksichtigt werden, daß eine effektive Stoßfrequenz  $\nu_{\text{eff}}$  eingeführt wird /7/. Bei der ECR-Technik bestimmt die Geschwindigkeitsverteilung die

Signalform /1/ und erlaubt, zusätzlich zu den Aussagen über die Elektronendichte, auch Aussagen über die Energieverteilung im System.

## II. Beschreibung der Experimente

a) Die Meßanordnung für ECR-Messungen ist in Abb. 1 dargestellt. Die Anordnung eignet sich besonders, um die Elektronendichte im Nachleuchten ("afterglow") einer Mikrowellen-Entladung in Abhängigkeit von der Entfernung von der Plasmaquelle zu messen. Die Untersuchungen wurden mit einem ESR-Spektrometer der Firma Varian durchgeführt. Mit einer Mikrowellen-Meßbrücke, deren Frequenz bei 9 GHz liegt, wird die Zyklotronresonanz der freien Elektronen im System bei Feldstärken von  $H_0 \approx 3,2$  kGauß beobachtet. Zur Messung der Ortsabhängigkeit der Elektronendichte wurde der zylindrische Resonator, der im  $TE_{01n}$ -Mode betrieben wurde, mitsamt Magneten entlang des Strömungsrohres verschoben.

Der Resonator ist Teil einer Mikrowellen-Brücke, deren Schaltbild in Abb. 2 dargestellt ist. Vor jeder Messung wurde die Brücke auf Null abgeglichen. Durch das Plasma wird die Brücke verstimmt. Der Detektorstrom ist ein Maß für die im Resonator absorbierte Leistung. Beim Durchfahren der Resonanzstelle liefert das Spektrometer bei der von uns gewählten Schaltung die 1. Ableitung des Absorptionssignals (Abb. 3). Eine zweimalige Integration dieser Kurve liefert dann die gesuchte Größe, die der Elektronendichte proportional ist.

b) Die zur Bestimmung der Elektronendichte aus der Verschiebung der Resonanzfrequenz eines Mikrowellen-Resonators benutzte Meßanordnung ist als Blockschaltbild in Abb. 4 dargestellt. Diese Anordnung wurde entwickelt, um Elektronendichten in einer elektronenlosen Entladung messen zu können /2/.

Über eine Hybrid-Verbindung wird ein Teil der Mikrowellenenergie in den Resonator, der vom Gas im Strömungsrohr durchströmt wird, ausgekoppelt. Der andere Teil wird durch einen Lastwiderstand absorbiert. Die vom Resonator reflektierte Mikrowellenleistung wird mit einem Dioden-Detektor gemessen. Um das Signal/Rausch-Verhältnis zu verbessern, wurde das Klystron mit 10 MHz frequenzmoduliert /8/. Das an der Diode erhaltene Signal wird

auf den Y-Eingang eines Oscillographen gegeben. Gibt man die Frequenzmodulation auf den X-Eingang, so erhält man ein Bild, wie es in Abb. 5 gezeigt ist. Die Aufnahme stellt ein Schwingungs-mode des Klystrons mit Resonanzdip dar.

An der Stelle der Resonanzfrequenz wird im Resonator die Mikrowellenenergie absorbiert, und die reflektierte Leistung geht zurück. Die Mikrowellenfrequenz wird mit einem Frequenzmesser, der nicht auf die Modulationsfrequenz anspricht, gemessen. Aus dem Frequenzunterschied der Resonanzdips mit und ohne Plasma im Resonator kann die Elektronendichte bestimmt werden.

Die Ableitung der Formel (8) zur Berechnung von Elektronendichten ging davon aus, daß der gesamte Resonator mit Plasma gefüllt ist. Beschränkt man die Plasmazone durch Wahl eines geeigneten Strömungsröhr-Durchmessers auf einen im Verhältnis zum Resonator-gesamtvolumen kleinen Raum, so können mit der gleichen Anordnung Dichten gemessen werden, die um das Verhältnis der beiden Volumina höher sind. Da das elektrische Feld der Mikrowelle inhomogen ist, kommt in diesem Falle noch ein mode-abhängiger Faktor hinzu /9/.

Da der Resonator im  $TE_{011}$ -Mode arbeitet, kann die plasmaerzeugende Kurzwelle kapazitiv in den Resonator eingekoppelt werden /2/. Dadurch wird erreicht, daß die Elektronendichte am Ort der Erzeugung gemessen werden kann.

c) Zur Messung sich schnell ändernder Elektronendichten wurde die in Abb. 6 wiedergegebene Meßanordnung erstellt, bei der die Phasenverschiebung der Mikrowelle beim Durchgang durch ein Plasma gemessen wird.

Durch einen Richtkoppler wird etwa die Hälfte der Mikrowellenenergie in einen Vergleichszweig ausgekoppelt. Der andere Teil wird im Meßzweig mit Hornstrahlern durch das Plasma gesandt. Die Wellen des Meß- und des Vergleichszweiges werden mittels einer Hybrid-Verbindung überlagert und die Leistung mit Dioden an den Ausgängen gemessen. Die Diodensignale wurden auf die Eingänge eines Oszillographen mit Differenzverstärker gegeben, der die

Spannungsdifferenz als Funktion der Zeit aufzeichnet. Eine typische Aufnahme zeigt Abb. 7.

Durch die Verwendung eines Zweistrahl-Oszillographen ist es möglich, die Empfindlichkeit der Meßanordnung für Elektronendichten bis zu einem Faktor 50 zu steigern, da der letzte Teil der Signalkurve verstärkt werden kann, ohne daß die notwendige Information über die Maxima der Kurve verloren gehen.

Die Mikrowellenbrücke wird vor der Messung auf Null abgeglichen. Dadurch ist die Spannungsdifferenz an den Dioden nach dem Zünden des Plasmas proportional dem Sinus der Phasenverschiebung  $\phi$  durch die freien Elektronen /3/.

Da in Gleichung (12) die effektive Stoßfrequenz  $\bar{\nu}_{\text{eff}}$  zunächst noch unbekannt ist, errechnet man eine erste Näherung der Elektronendichte für  $\bar{\nu}_{\text{eff}} = 0$ . Diese Näherungslösung wird dann in die Dämpfungskurve, die die Einhüllende der Extrema der Signalkurve ist, eingesetzt, um  $\bar{\nu}_{\text{eff}}$  zu berechnen. Kennt man  $\bar{\nu}_{\text{eff}}$ , so ist es möglich, eine zweite Näherungslösung für die Elektronendichte zu erhalten /3/.

### III. Vergleich der Meßmethoden

Die im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen drei Methoden zur Messung von Elektronendichten unterscheiden sich ganz wesentlich hinsichtlich ihrer Empfindlichkeit bzw. ihres praktisch nutzbaren Meßbereiches. Bei kinetischen Untersuchungen ist darüber hinaus noch das unterschiedliche zeitliche Auflösungsvermögen der drei Verfahren zu beachten.

#### a) Meßbereich:

Mikrowellen können nur dann in ein Plasma eindringen, wenn ihre Frequenz größer ist als die Plasmafrequenz  $\bar{\omega}_p = \left( \frac{ne^2}{\epsilon_0 m} \right)^{1/2}$ . Trifft eine Welle niedriger Frequenz  $\omega < \bar{\omega}_p$  auf ein Plasma, so wird sie an der Grenzfläche reflektiert. Die Änderung der Plasmafre-

quenz mit der Elektronendichte ist aus Abb. 8 ersichtlich. Die Darstellung erlaubt eine erste Abschätzung des erforderlichen Meßbandes zur Ermittlung von Elektronendichten in einem ionisierten Gas. Linearität zwischen der experimentellen Meßgröße und der Elektronendichte ist bei Abwesenheit eines äußeren Magnetfeldes jedoch nur für Elektronendichten unterhalb von  $1/3$  der maximalen Dichte gewährleistet, so daß bei Messungen im X-Band, d.h. bei ca. 9GHz, der lineare Meßbereich bei etwa  $3 \times 10^{11}$  Elektronen pro  $\text{cm}^3$  endet.

Für Elektronen-Zyklotronresonanz-Messungen ist einer Untersuchung von Hwa /10/ der Wert  $10^{10}$  Elektronen pro  $\text{cm}^3$  als obere Grenze des linearen Meßbereiches zu entnehmen. Oberhalb dieses Wertes stören Elektron-Elektron-Wechselwirkungen die Linearität. Westenberg /11/ weist jedoch darauf hin, daß diese Begrenzung nicht sehr kritisch sei, da sich die Absorption, sobald sich die Plasmafrequenz der Zyklotronfrequenz nähert, einfach zu höheren Magnetfeldern verschiebt.

Auch in Bezug auf die Nachweisempfindlichkeit nimmt die ECR-Methode eine Sonderstellung ein. Da die Energieabsorption nur im Resonanzfall erfolgt, ist hier das Signal/Rausch-Verhältnis besonders günstig und erlaubt mit den beschriebenen konventionellen Geräten den Nachweis von bis zu  $10^2$  Elektronen pro  $\text{cm}^3$  /12,13/.

Die Meßbereiche für die Bestimmung von Elektronendichten aus der Phasen- bzw. Frequenzverschiebung sind in den Abb. 8 und 9 angegeben. Die Daten in Abb. 9 wurden unter der Annahme errechnet, daß das Plasma den Resonator ganz ausfüllt. Die obere Grenze ist durch die Bandbreite des Klystrons und die untere durch die Nachweisempfindlichkeit des Frequenzzählers gegeben.

Bei der Messung der Phasenverschiebung läßt sich die Länge der durchstrahlten Plasmazone in gewissen Grenzen verhältnismäßig leicht variieren. In Abb. 8 sind die kleinsten meßbaren Daten für durchstrahlte Plasmazonen von 5 und 28 cm angegeben. Mithin überdecken die drei Meßmethoden einen Bereich, in dem Elektronendichten zwischen  $10^2$  und  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  experimentell ermittelt werden können.

b) Zeitliches Auflösungsvermögen:

Die Bestimmung von Elektronendichten aus der integralen Absorption von ECR-Signalen setzt eine konstante Elektronendichte für die Dauer mindestens eines Resonanzdurchganges voraus. Daher können nur langsame Veränderungen (Halbwertszeit  $\tau_{1/2} \approx$  Minuten) beobachtet werden. Im allgemeinen werden ECR-Untersuchungen jedoch in einem Strömungssystem durchgeführt. Bei linearen Strömungsgeschwindigkeiten von 10 m/sec beträgt das zeitliche Auflösungsvermögen dann einige Millisekunden. Verzichtet man auf eine integrale Absorptionsmessung und verfolgt lediglich die Änderung der Energieabsorption in einem Punkt, so ist das zeitliche Auflösungsvermögen durch die Modulationsfrequenz des verwendeten ESR-Spektrometers bestimmt.

Aus der Frequenzverschiebung können ebenfalls sowohl konstante als auch sich ändernde Elektronendichten ermittelt werden. Das in Abb. 4 skizzierte Schaltbild gilt allerdings nur für Messungen konstanter Elektronendichten. Für Messungen in Strömungssystemen ist die Zeitauflösung wie bei der ECR-Methode durch den Quotienten aus Meßvolumen und Strömungsgeschwindigkeit gegeben. Soll eine sich ändernde Elektronendichte in einem stationären Plasma gemessen werden, so muß mit einem Rückkopplungssystem, wie es z.B. von Fessenden und Warman /6/ beschrieben wurde, die Klystronfrequenz jeweils auf maximale Absorption eingestellt werden. Die Zeitkonstante dieser Rückkopplung bestimmt dann das zeitliche Auflösungsvermögen der Anordnung. Fessenden et al. konnten so Dichteänderungen mit  $\tau_{1/2} \approx 0,2 \mu\text{sec}$  verfolgen.

Für Messungen von Elektronendichte-Änderungen, die sich in Zeiten bis hinunter in den Nanosekunden-Bereich abspielen, bietet sich besonders die Methode der Phasenverschiebung an. Hier wird das zeitliche Auflösungsvermögen durch die Ansprechzeit der Dioden und durch die Anstiegszeiten der Verstärker gegeben, beides Werte, die nur Nanosekunden betragen. Für Messungen konstanter Dichten ist diese Methode jedoch ungeeignet, da die Auswertung nur dann eindeutig ist, wenn die Anzahl und die Größe der Maxima der gesamten Signalkurve bekannt sind.



#### IV. Anwendungen

Die Untersuchungen der Reaktionen freier, niederenergetischer ( $E \approx E_{\text{thermisch}}$ ) Elektronen hat in den letzten Jahren stark an Bedeutung gewonnen. Freie Elektronen sind wichtige Intermediäre in allen strahleninduzierten Reaktionen, sie sind Reaktionsträger bei Vorgängen in elektrischen Entladungen und in Flammen. Die freien Elektronen verschwinden im allgemeinen durch Rekombination mit positiven Ladungsträgern und durch Bildung negativer Ionen, wobei der Einfangprozeß zur Dissoziation des Fängermoleküls führen kann. Ebenso sind Untersuchungen zum Transport von Elektronen durch gasförmige Medien in einer Reihe von praxisbetonten Gebieten, z.B. der Strahlendosimetrie, von Interesse. Einen guten Überblick über das Gesamtgebiet bieten neuere Monographien /14, 15/. Mit den hier beschriebenen Methoden wurden in den letzten Jahren zahlreiche neue Ergebnisse in den folgenden Bereichen erhalten:

- 1) Messung von Streuquerschnitten für thermische Elektronen mit Substratmolekülen /16,17/.
- 2) Bestimmung von Einfanquerschnitten für thermische Elektronen /18,19/.
- 3) Untersuchungen zur Temperatur- und Energieabhängigkeit der Stoßprozesse /20,21/.
- 4) Informationen über die Thermalisierung von Elektronen nach einer hochenergetischen Anregung /22,23/.
- 5) Rekombinationen von Elektronen und Ionen /24,25/.
- 6) Messung von Elektronen-Dichten und -Energieverteilungen in anisothermen Plasmen mehratomiger Gase /2,26-28/.

Literatur:

- /1/ K.G. Mothes  
Dissertation, Universität Bonn (1972)
- E. Schultes  
Dissertation, Universität Bonn (1973)
- /2/ G. Roßkamp, D. Mihelcic, P. Tiedemann, R.N. Schindler  
in Vorbereitung
- /3/ E.-P. Röth  
Dissertation, Universität Bonn (1973)
- /4/ W.P. Allis in  
S. Flügge, "Handbuch der Physik", B. 21, 383, Berlin (1956)
- /5/ J.G. Slater  
Rev. Mod. Phys., 18, 441 (1946)
- /6/ R.W. Fessenden, J.M. Warman  
Adv. Chem. Ser., 82, 222 (1968)
- /7/ M.A. Heald, C.B. Wharton  
"Plasma Diagnostics with Microwaves", New York (1965)
- /8/ P. Tiedemann  
Dissertation, Universität Bonn (1972)
- /9/ A.J. Postma  
I.R. 66/O29, FOM-Institut, Rijnhuizen (1966)
- /10/ R.C. Hwa  
Phys. Rev., 110, 307 (1958)
- /11/ A.A. Westenberg  
Progr. React. Kin., 7, 65 (1973)
- /12/ S.C. Srinivasan, J.E. Willard  
J. Chem. Phys., 59, 1701 (1973)
- /13/ R.V. Jones  
Dissertation, University of California, Berkeley (1956)
- /14/ L.G. Christophorou  
"Atomic and Molecular Radiation Physics", New York (1971)
- /15/ A. Gilardini  
"Low Energy Electron Collisions in Gases", New York (1972)
- /16/ E. Schultes, R. Schumacher, R.N. Schindler  
Z. Naturf., 29a, 239 (1974)

- /17/ P. Tice, D. Kivelson  
J. Chem. Phys., 46, 4743 (1967)  
K.D. Bayes, D. Kivelson, S.C. Wong  
J. Chem. Phys., 37, 1217 (1962)
- /18/ K.G. Mothes, E. Schultes, R.N. Schindler  
J. Chem. Phys., 76, 3758 (1972)  
E. Schultes, A.A. Christodoulides, R.N. Schindler  
Chem. Phys. (eingereicht)
- /19/ J.M. Warman, R.W. Fessenden, G. Bakale  
J. Chem. Phys., 57, 2702 (1972)  
K.M. Bansal, R.W. Fessenden  
J. Chem. Phys., 59, 1760 (1972)
- /20/ A.A. Christodoulides, E. Schultes, R. Schumacher,  
R.N. Schindler  
Z. Naturf., 29a, 389 (1974)  
R. Schumacher, A.A. Christodoulides  
in Vorbereitung
- /21/ J.M. Warman, M.C. Sauer, Jr.  
Int. J. Radiat. Phys. Chem., 3, 273 (1971)
- /22/ J.M. Warman, M.C. Sauer, Jr.  
J. Chem. Phys., 52, 6428 (1970)
- /23/ E.-P. Röth  
unveröffentlichte Ergebnisse
- /24/ M.C. Sauer, Jr., W.A. Mulac  
J. Chem. Phys., 55, 1982 (1971)
- /25/ F.J. Mehr, M.A. Biondi  
Phys. Rev., 181, 264 (1969)  
M.T. Leu, M.A. Biondi, R. Johnsen  
Phys. Rev. A, 8, 413 (1973)
- /26/ G. Janzen, W. Staib, G. Kruppa, U. Schücker, H. Suhr  
Ber. Bunsenges., 78, 440 (1974)
- /27/ P.D. Francis  
J. Phys. D, 5, 235 (1972)
- /28/ G. Hopper  
J. Phys. D, 5, L47 (1972) und 6, 456 (1973)

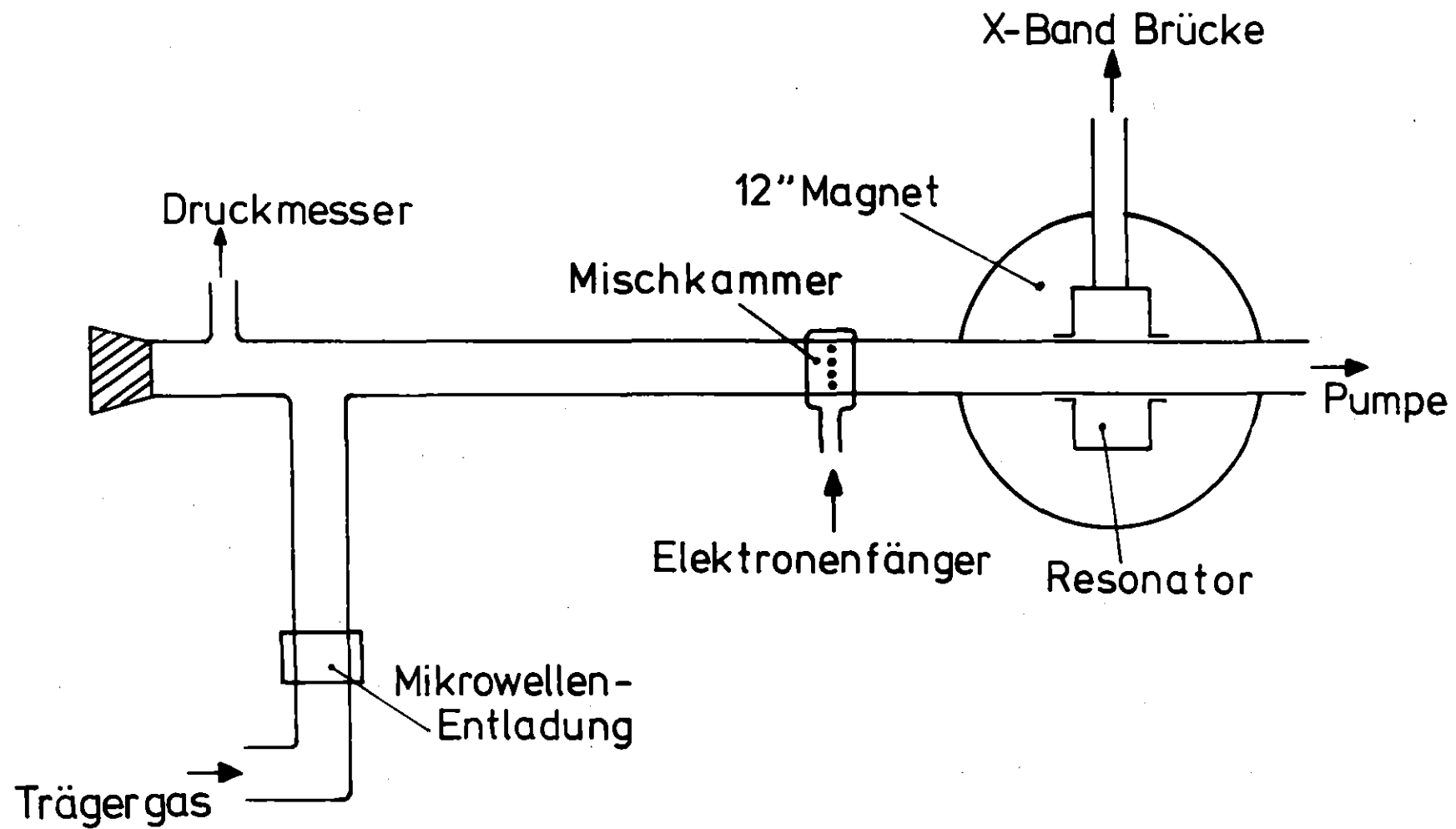


Abb. 1: Meßanordnung für ECR-Messungen

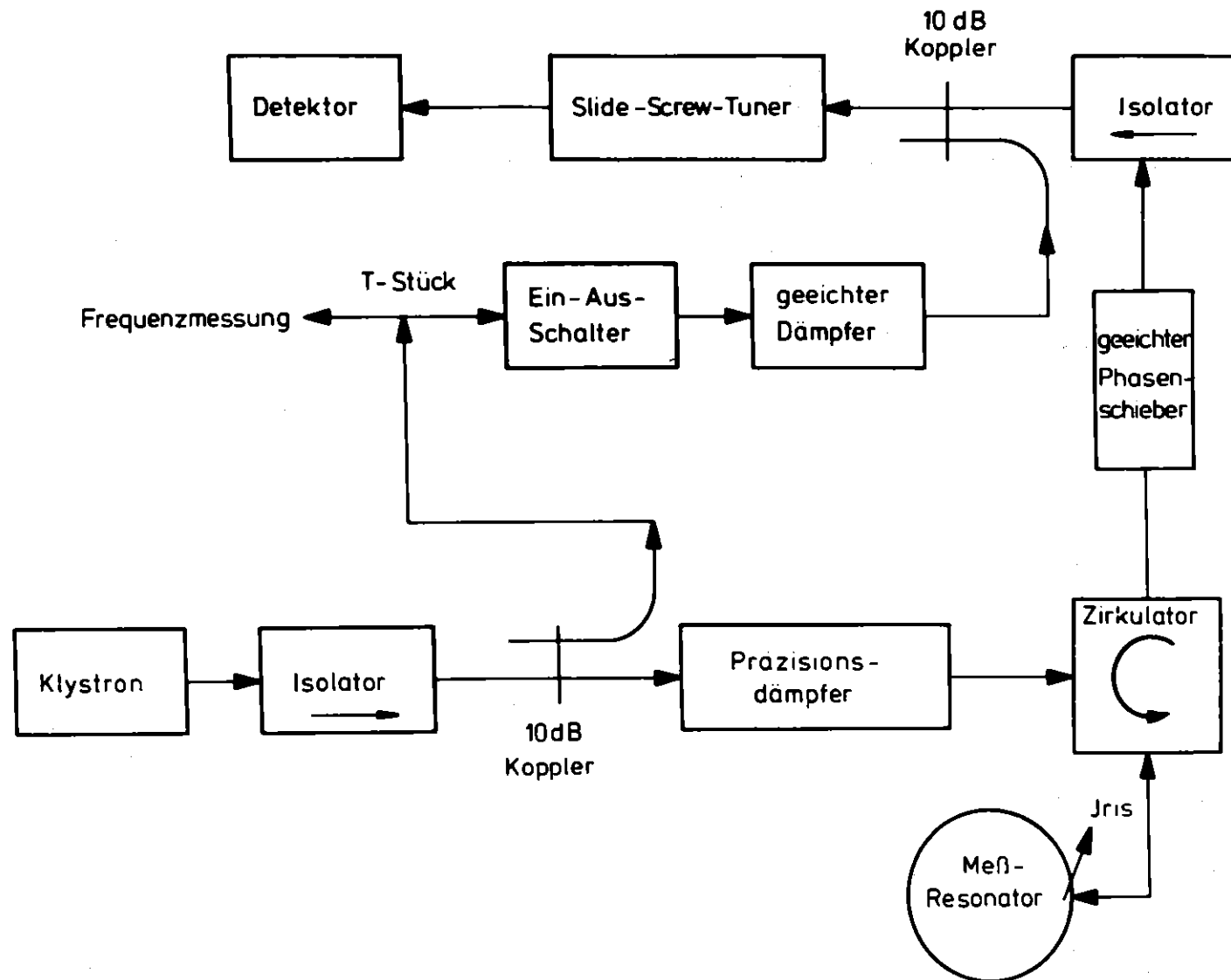


Abb. 2: Schematische Darstellung der Mikrowellenbrücke für ECR-Messungen

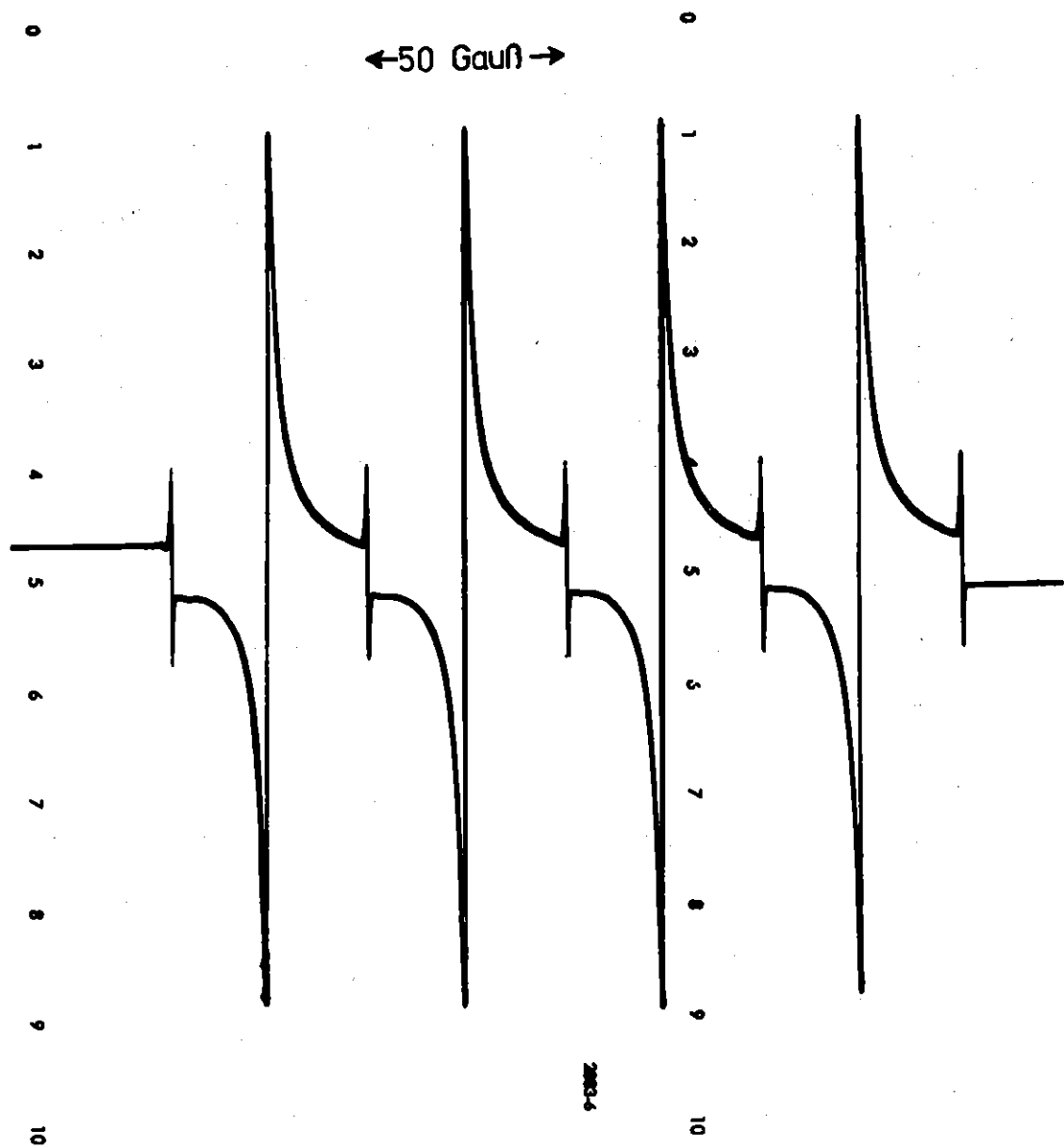


Abb. 3: Folge von ECR-Meßsignalen mit repetitiver Registrierung.  $H_0 = 3,2 \text{ kGauß}$

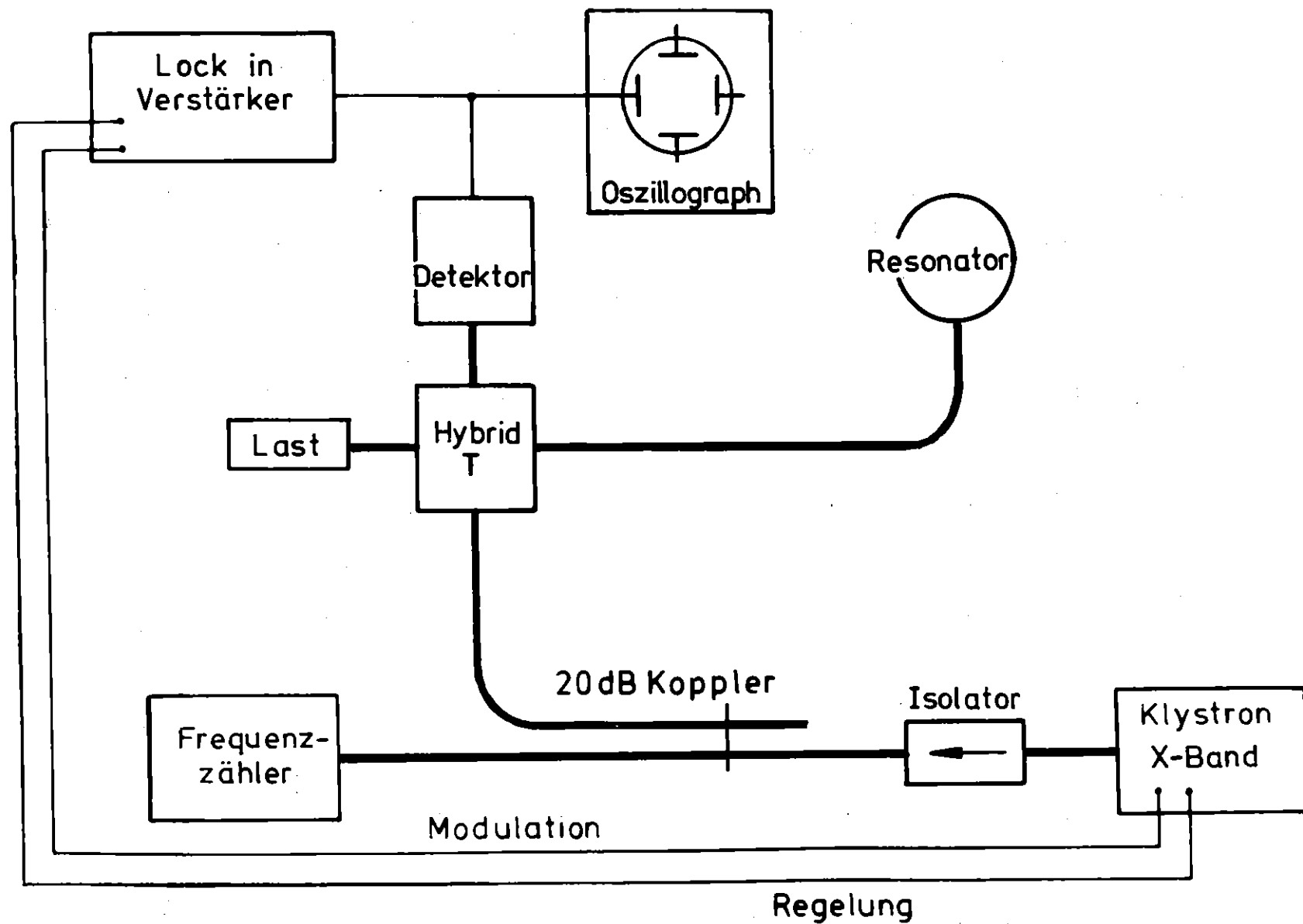


Abb. 4: Blockschaltbild der Anordnung für Messungen der Frequenzverschiebung.

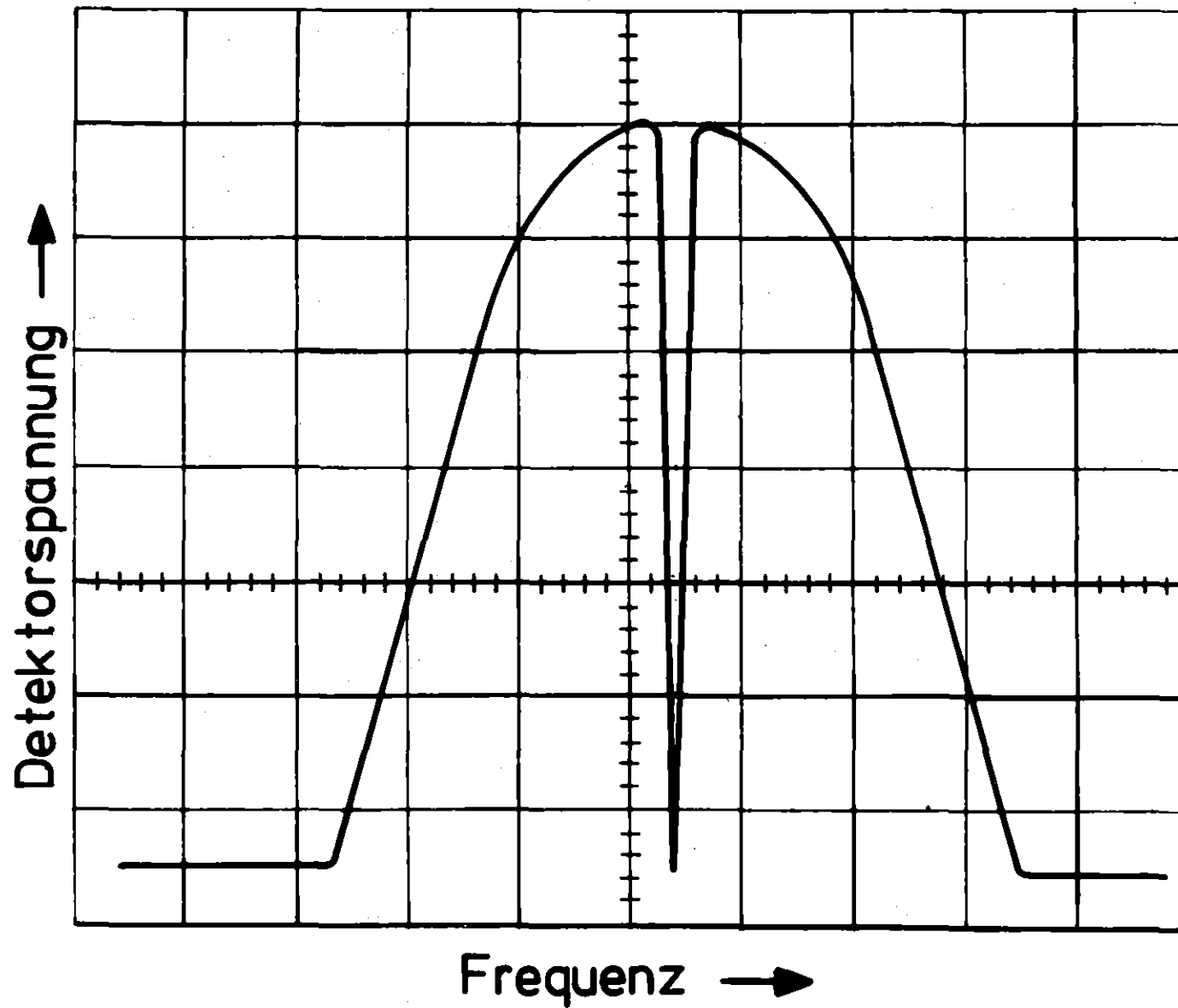


Abb. 5: Klystron-Mode mit Absorptionsdip als Signal der Frequenzverschiebungs-Messung.



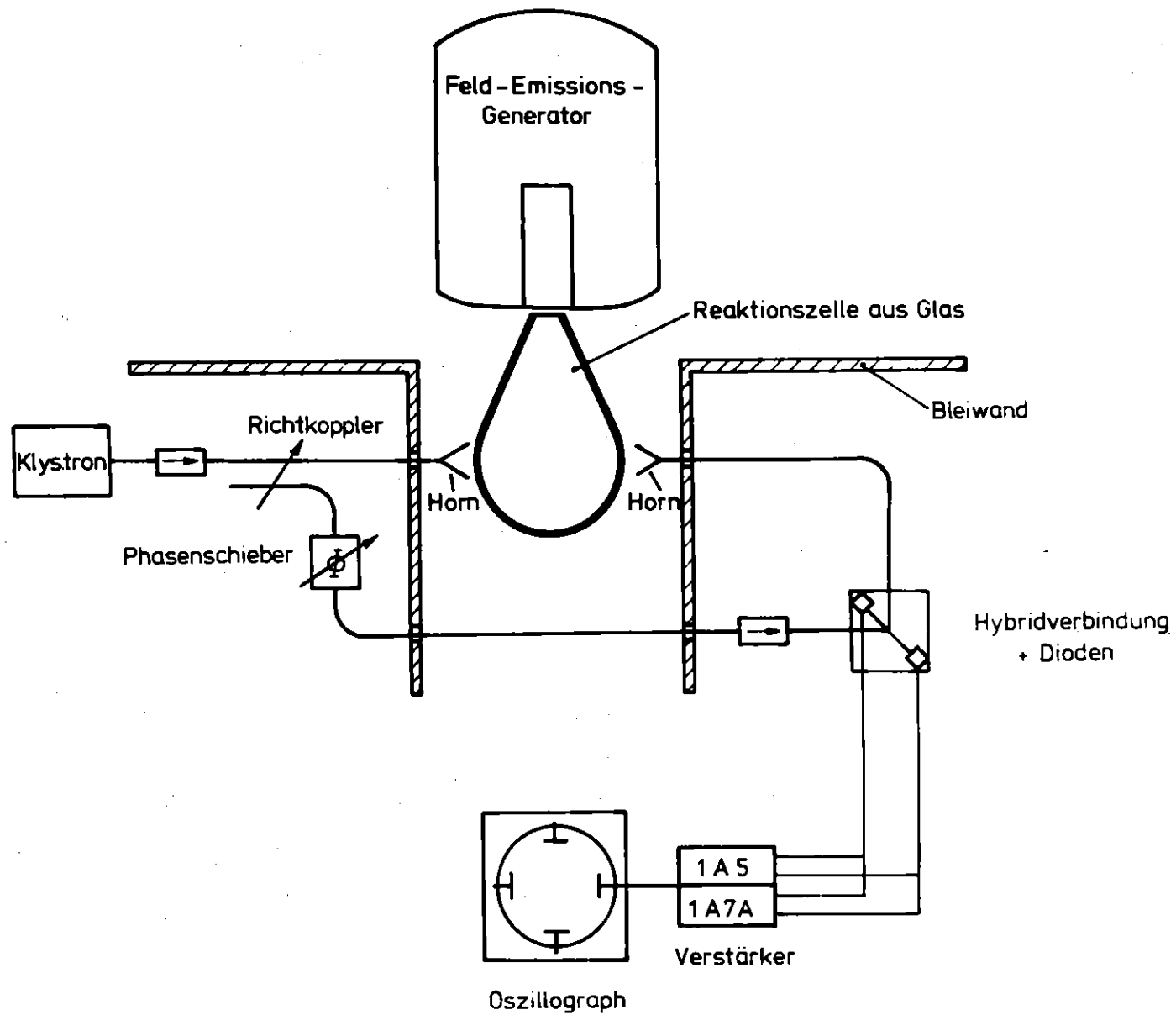


Abb. 6: Schematischer Aufbau der Mikrowellenbrücke zur Messung der Phasenverschiebung.

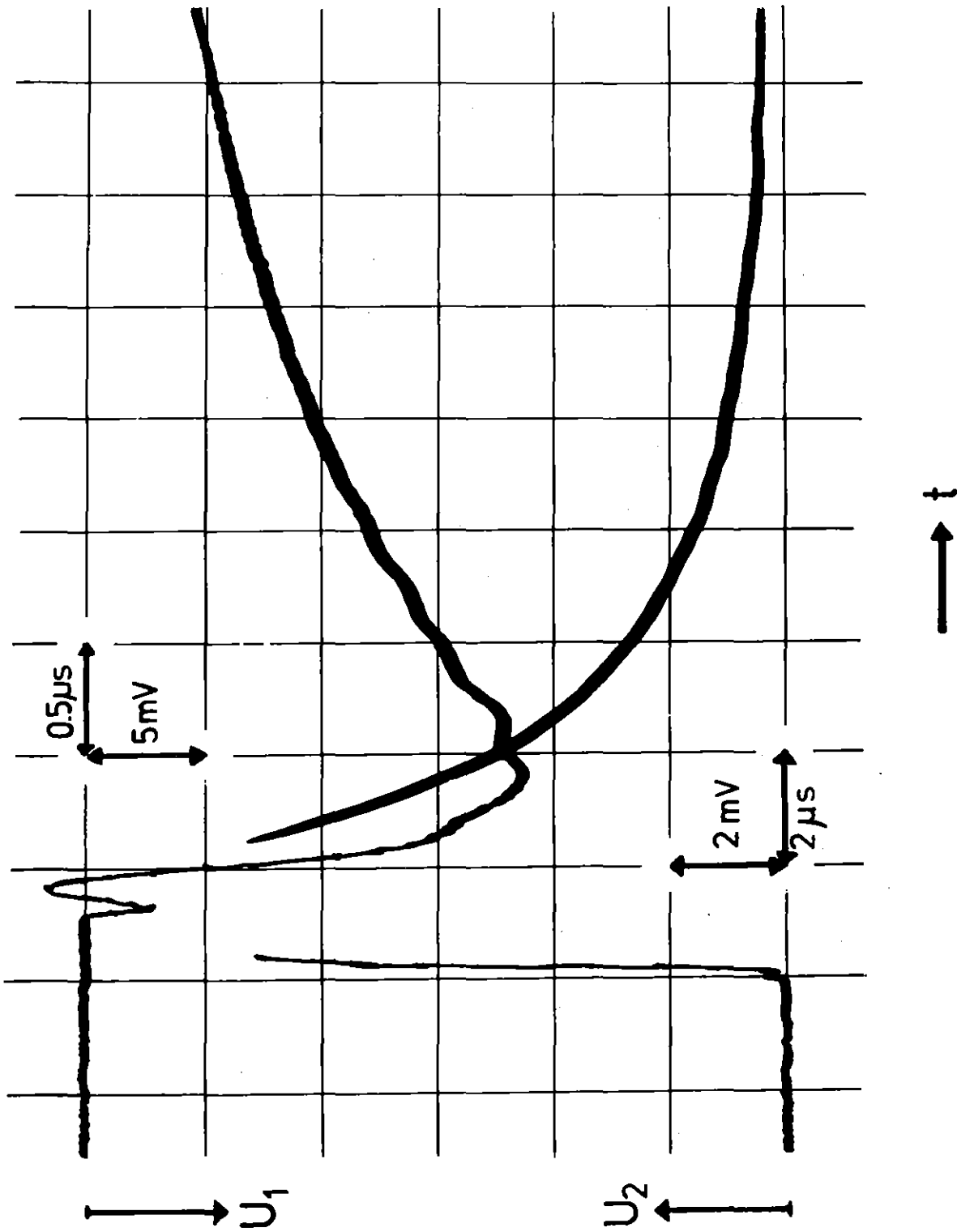


Abb. 7: Beispiel eines Signals, wie es bei der Messung der Phasenverschiebung auftritt.

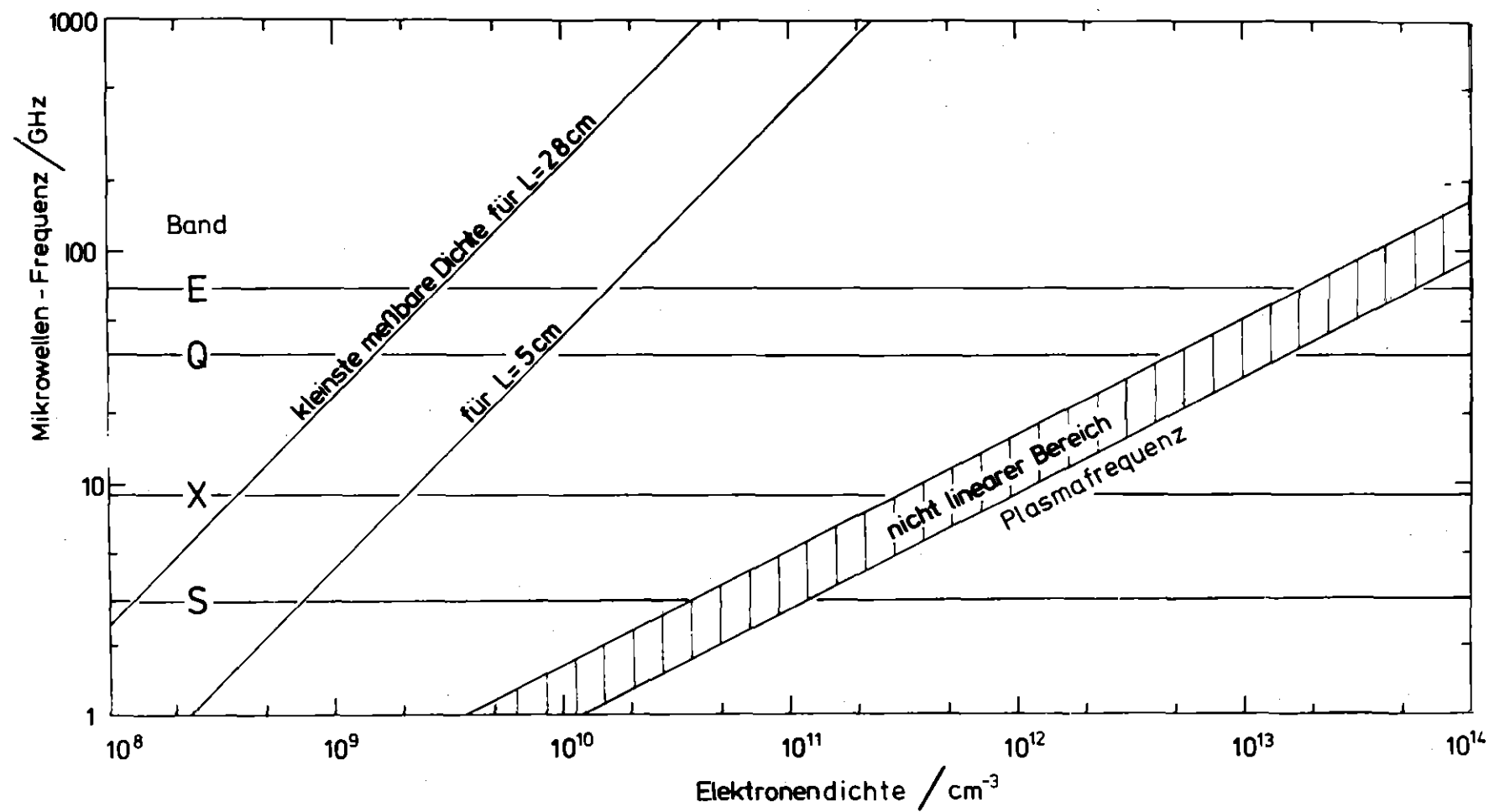


Abb. 8: Meßbereich für die Elektronendichte-Messung durch Phasenverschiebung.

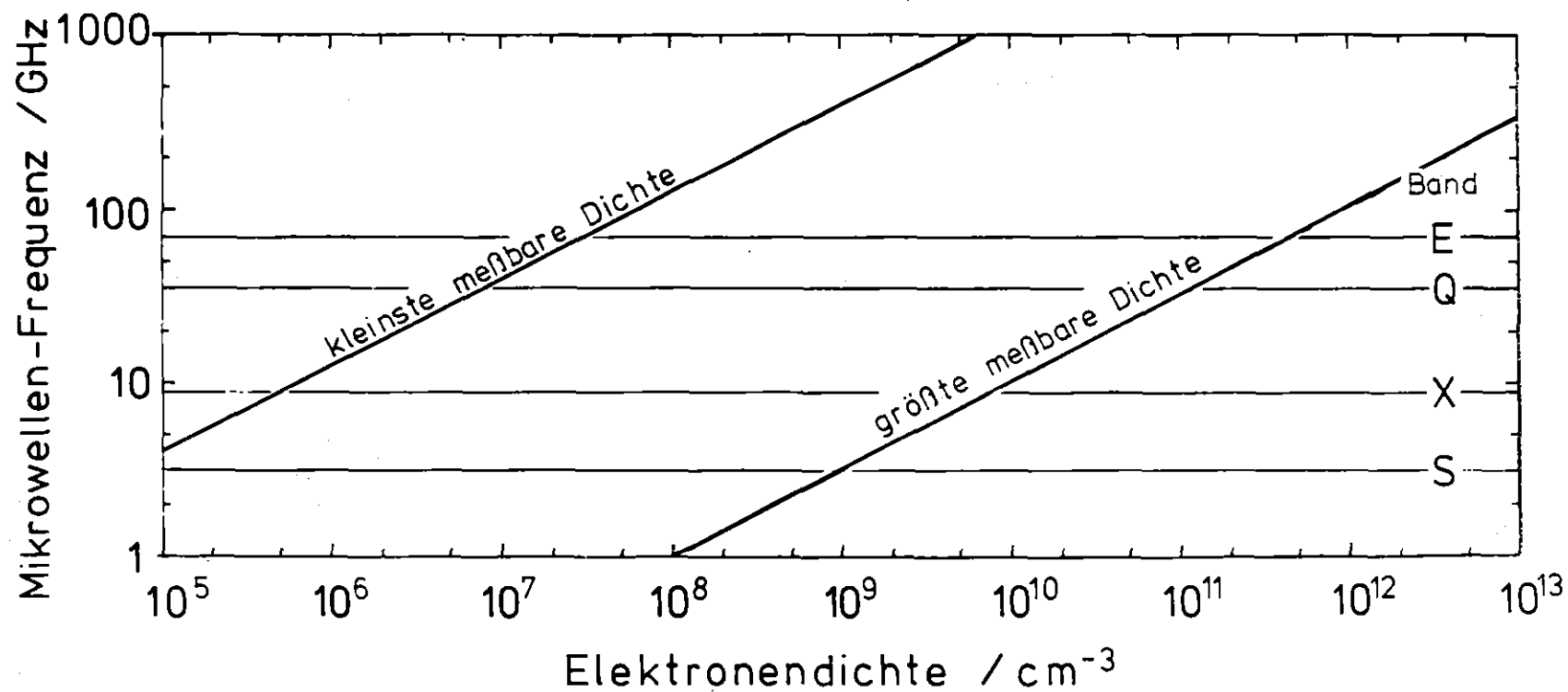


Abb. 9: Meßbereich für die Elektronendichte-Messung durch Frequenzverschiebung. Die angegebenen Grenzen gelten für einen homogen gefüllten Resonator und für eine Klystron-Bandbreite von 15% der Nennfrequenz.



